Anleitung zum Versuch “Z^0-Resonanz” im Fortgeschrittenen-Praktikum

M. zur Nedden*
Humboldt-Universität zu Berlin

13. März 2008

Vorbemerkung

Dieser Praktikums-Versuch sieht weder den Aufbau eines Experimentierapparates noch die eigene Aufnahme von Meßdaten vor. Es geht um die Auswertung von Daten, die mit dem Teilchendetektor **L3** am e^+e^--Beschleuniger **LEP** (Large Electron Positron Collider) am Europäischen Forschungszentrum **CERN** (Centre Europeen de la Recherche Nucleair) in Genf in den Jahren 1992/1993 aufgezeichnet wurden. Dabei handelt es sich um ein typisches Großexperiment der modernen Elementarteilchenphysik, das von einer internationalen Kollaboration betrieben wurde. Die Auswertung großer Datenmengen ist eine wichtige und typische Arbeit für Experimentalphysiker dieser Forschungsrichtung. Mit diesem Versuch werden aktuelle und präzise Messungen fundamentaler Naturkonstanten nachvollzogen sowie die Analysemethoden der modernen Teichenphysik eingeführt und angewendet.

Dieser Praktikumsversuch wird in Räumen der Arbeitsgruppen der experimentellen Elementarteilchenphysik am PC mit dem Betriebssystem `LINUX` ausgeführt. Zur Auswertung stehen vorselektierte und aufgearbeitete Datensätze zur Verfügung, die in der Programmiersprache c++ bearbeitet werden. Dazu liegt ein Beispielprogramm als Grundlage vor, das im Rahmen des Praktikumes erweitert wird. Die endgültige Datenanalyse geschieht dann im auf c++ basierenden Programmpaket *root*, das am CERN entwickelt wurde. Der zeitliche Aufwand des Versuches beträgt ca. zwei Tage. Vorkenntisse in c++ und `LINUX` sind von Vorteil, werden aber nicht erwartet. Grundkenntisse der Elementarteilchenphysik (Struktur der Materie c) werden vorausgesetzt.

Themen des Versuches

Messung von Wirkungsquerschnitten von e^+e^--Reaktionen auf der Z^0-Resonanz; Bestimmung der fundamentalen Naturkonstanten M_Z, τ_Z (Masse und Lebensdauer des Z-Bosons), $\sin^2\theta_{\mathrm{W}}$ (elektroschwacher Mischungswinkel) und N_C (Zahl der Quarkfarben); Einführung in die Datenauswertung mit $c{+}{+}$, Statistik und Fehlerbehandlung.

*nedden@physik.hu-berlin.de

1 Physik der Z^0-Resonanz

Zunächst wird eine kurze Einführung in die für den Versuch relevanten physikalischen und experimentellen Grundlagen des Experimentes L3 gegeben. Dies ist kein umfassender Überblick, dazu lesen Sie bitte die auf der Web-Seite des Versuches angegebene Literatur.

1.1 Die Z^0-Resonanz in e^+e^--Kollisionen

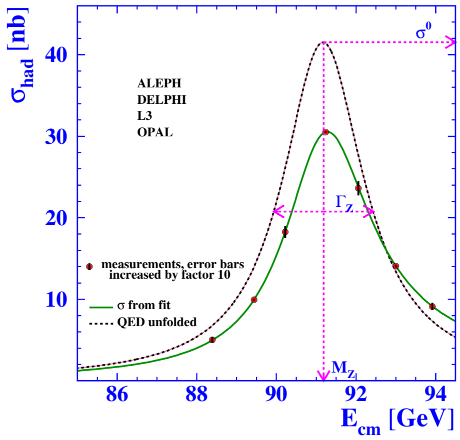

Abbildung 1: *Mittelwert aller vier Experimente am LEP des hadronischen Wirkungsquerschnittes als Funktion der Strahlenergie. Die gepunktete Kurve, bei der alle QED-Effekte entfaltet wurden, enthält alle wichtigen Parameter zu Beschreibung der Z^0-Resonanz.*

In der Teilchenphysik werden alle Wechselwirkungen durch den Austausch von Bosonen beschrieben, die durch das Symmetrieverhalten der zugrundeliegenden Kraftfelder eindeutig bestimmt sind. So wie beispielsweise das Photon γ das Austauschteilchen der elektromagnetischen Kraft darstellt, sind es im Falle der schwachen Wechselwirkung die $W^{\pm}$- und Z^0-Bosonen. Die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung werden im Rahmen des Standardmodelles der Teilchenphysik vereinheitlicht, sind also auf eine gemeinsame Symmetrieeigenschaft zurückzuführen. Man spricht dabei von der **elektroschwachen** Wechselwirkung. Der wichtigste Parameter, der den jeweiligen Anteil der elektromagnetischen und der schwachen Wechselwirkung zur Vereinheitlichung beschreibt, ist der elektroschwache Mischungswinkel $\sin\theta_W$ (Weinberg-Winkel), der nicht von der Theorie beschrieben wird und experimentell bestimmt werden muss.

In hochenergetischen Kollisionen von Elektronen und Positronen,die beide strukturlose Teilchen sind, lassen sich die fundamentalen Eigenschaften des Z^0-Bosons, wie dessen Masse M_Z, Zerfallsbreite Γ_Z und Produktionswirkungsquerschnitt σ_0 besonders gut untersuchen. Auch diese Größen können nicht von der Theorie vorhergesagt werden. Bei Schwerpunktsenergien $\sqrt{s}$ in der Nähe der Masse $M_Z = 91$ GeV des neutralen Eichbosons der elektroschwachen Wechselwirkung werden e^+e^--Annihilationen in niedrigster Ordnung der Störungsentwicklung dominant durch folgenden Graphen beschrieben:

Das Z^0-Boson zerfällt in ein Fermion-Antifermionpaar, wobei die Ferimonen $f = q, e, \mu, \tau, \nu$ sein können. Grundsätzlich gilt, dass alle Fermionenpaare entsprechend der Energieerhaltung in der radialen Projektion balanciert sein müssen. Die Quarks hadronisieren aufgrund der starken Wechselwirkung in Jets bestehend aus einer Vielzahl von Hadronen. Im Schwerpunktsytem des

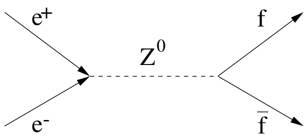

Abbildung 2: Z^0 *Produktion in* e^+e^-*-Vernichtung bei LEP mit zwei Fermionen* (e^+e^-, $\mu^+\mu^-$, $q\bar{q}$ *etc.) im Endzustand.*

Fermion/Antifermionpaares fliegen die beiden Leptonen bzw. die zwei Quarkjets in entgegengesetzter Richtung auseinander. Die Breite der Resonanz bestimmt sich aus der Summe aller Einzelbreiten der Zerfälle in Fermion/Antifermion-Paare (Partialbreite):

$$\Gamma_Z = \sum_f \Gamma_{Z \to f\bar{f}} = \frac{1}{\tau_Z} (\simeq 2.5 \text{ GeV}) \tag{1}$$

Der Wirkungsquerschnitt einer Wechselwirkung ist proportional zum Quadrat des Matrixelementes, welches mittels der Feynmanregeln aus den zugehörigen Strömen sowie dem Propagator und der entsprechenden Kopplungsstärke berechnet werden kann. Für die elektorschwache Wechselwirkung beim Z^0-Austausch lautet das aufgrund der Masse des Austauschteilchens und durch den Feynmangraphen in Abb. 2 beschriebene Matrixelement $\mathcal{M}_{fi}$ wie folgt:

$$\mathcal{M}_{fi} = \underbrace{\sqrt{2} G_F M_Z^2}_{\text{Kopplung}} \cdot \underbrace{j_\mu^{(i)}}_{\text{Strom}} \cdot \underbrace{\frac{1}{s - M_Z^2 + iM_Z\Gamma_Z}}_{\text{Propagator}} \cdot \underbrace{j_\mu^{(f)}}_{\text{Strom}} \tag{2}$$

Der Strom des Endzustandes schreibt sich als

$$j^{(f)\mu} = \bar{f} \cdot (g_V^f \gamma^\mu - g_A^f \gamma^\mu \gamma_5) \cdot f \tag{3}$$

Den Verlauf des Wirkungsquerschnittes der $e^+e^- \to Z^0 \to f\bar{f}$ um $\sqrt{s} \simeq M_Z$ bezeichnet man als die Z^0-Resonanz. Der zusätzlich mögliche γ–Austausch ist bei diesen hohen Energien sehr stark unterdrückt und deshalb vernachlässigbar. Der Verlauf der Kurve hat aufgrund des Propagators (Gl. 2) die Form einer Breit-Wigner-Kurve:

$$\sigma_f = \sigma_0 \cdot \frac{s\,\Gamma_Z^2}{(s - M_Z^2)^2 + M_Z^2\Gamma_Z^2} \tag{4}$$

In Abb. 1 ist die Messung von LEP der Z^0-Resonanzkurve, also der Wirkungsquerschnitt als Funktion der Strahlenergie, dargestellt. Dabei sind die wichtigen Parameter um die Kurve eindeutig zu charakterisieren, die Position des Maximums (M_Z), dessen Breite (Γ_Z) sowie dessen Höhe ($\sigma_0 \sim \Gamma_f \cdot \Gamma_i$). Durch QED–Effekte, wie der Abstrahlung von Photonen durch die Fermionen im Endzustand, wird die Kurve wegen der dadurch verminderten Energie der Fermionen gegenüber dem wahren Verlauf verflacht. Diese Effekte sind zwar groß, aber gut bekannt und in der QED sehr gut quantitativ beschreibbar und fließen als eine der wesentlichen Korrekturen in die Vermessung der Kurve ein. Das Maximum des Wirkungsquerschnittes

$$\sigma_0 = \frac{12\pi}{M_Z^2} \cdot \frac{\Gamma_{i=e}\,\Gamma_f}{\Gamma_Z^2} \tag{5}$$

hängt vom gemessenen Endzustand $f\bar{f}$ ab.

Die partiellen Breiten Γ_i (Anfangszustand) und Γ_f (Endzustand) sind ein Maß für die Kopplung des Z^0 an die jeweiligen Fermionen und sind eine Funktion des elektroschwachen Mischungswinkels $\sin^2\theta_{\mathrm{W}}$ (Weinbergwinkel). Sie sind allgemein definiert als das Produkt der Gesamtbreite Γ_Z multipliziert mit dem Verzweigungsverhältnis des jeweiligen Endzustandes. In Gl. 5 wird die Kopplung des Z^0 an die Elektronen im Anfangszustand durch $\Gamma_{i=e}$ und die Kopplung an den Endzustand durch Γ_f beschrieben. Im Standardmodell der elektroschwachen bzw. starken Wechselwirkungen gilt für die Zerfallsbreite:

$$\Gamma_f = \frac{G_F\, M_{Z^0}^3}{24\sqrt{2}\,\pi} \cdot \left[1 + (1 - 4|Q_f|\sin^2\theta_{\mathrm{W}})^2\right] \tag{6}$$

wobei $G_F = 1.166 \cdot 10^{-5}/\mathrm{GeV}^2$ die Fermikonstante und Q_f die elektrische Ladung des Fermions sind. Die Ladung ist 0 für die drei Sorten Neutrinos, -1 für die geladenen Leptonen $e^\pm$, $\mu^\pm$, $\tau^\pm$ und $2/3$ für die Quarksorten u und c bzw. $-1/3$ für d, s und b. Die partiellen Breiten hängen somit nur von der Ladung der Teilchen ab. Die partielle Breite Γ_ν ist unabhängig von $\sin^2\theta_{\mathrm{W}}$. Bei Quarks muß die partielle Breite nach Gl. 6 zusätzlich mit dem Farbfaktor N_C multipliziert werden, woraus für die Partialbreite des Zerfalles in Quarks folgt:

$$\Gamma_{\mathrm{Had}} = N_C \cdot (\Gamma_u + \Gamma_d + \Gamma_s + \Gamma_c + \Gamma_b) = N_C \cdot (2\Gamma_u + 3\Gamma_d) \tag{7}$$

Das top-Quark ist als einziges Fermion zu schwer, um in Z^0-Zerfällen produziert zu werden. ($m_t \approx 175$ GeV). Die Gesamtbreite der Z^0-Resonanz ist die Summe aller partiellen Breiten:

$$\Gamma_Z = \Gamma_{\mathrm{Had}} + 3\Gamma_{\nu_l} + 3\Gamma_l \tag{8}$$

Die bisher angegebenen Formeln gelten in niedrigster Ordnung Störungstheorie. Weiter unten werden die für die Analyse relevanten Korrekturen (entsprechend höheren Ordnungen) angegeben, durch die obige Gleichungen modifiziert werden. Der gezeigte Verlauf der Wirkungsquerschnitte enthält diese Korrekturen bereits (Abb. 1). Die Analyse erfolgt im Rahmen des Standardmodells der elektroschwachen und starken Wechselwirkungen. Dessen Gültigkeit wird vorausgesetzt und dessen freie Parameter sollen gemessen werden. Ferner wird das in der Elementarteilchenphysik gängige Einheitensystem mit $c = \hbar \equiv 1$ vorausgesetzt.

1.2 Der Beschleuniger LEP und das Experiment L3

Im Speicherring LEP mit einem Umfang von 27 km wurden Elektron- und Positronpakete bis Ende 2000 an vier Wechselwirkungspunkten bei den Experimenten OPAL, DELPHI, ALEPH und L3 bei Schwerpunktsenergien um die Z^0-Resonanz ($\sqrt{s} \in [88, 94]$ GeV) zur Kollision gebracht. Einer dieser Großdetektoren war das Experiment L3 (Abb. 3), dessen Daten hier untersucht werden sollen. Der L3-Detektor hat den typischen zwiebelschalenförmigen Aufbau von Experimenten der Hochenergiephysik zur Rekonstruktion von Teilchenwechselwirkungen, die im Zentrum des Detektors stattfinden:

- Innere Vertex-und Spurkammer (Flugbahnmessung)
- elektromagnetisches Kalorimeter (Elektron- und Photonenergiemessung)
- hadronisches Kalorimeter (Energiemessung der Hadronen)
- Myonkammern (Muonidentifkation sowie Messung des μ-Impulses)

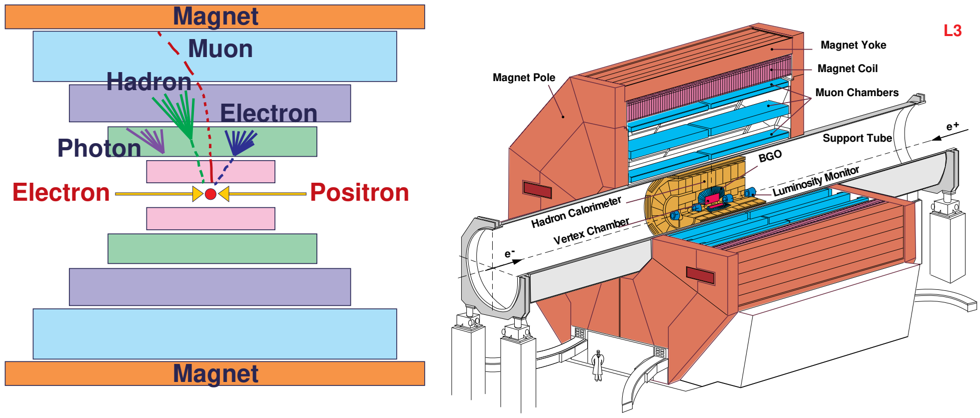

Abbildung 3: *Die in der e^+e^--Vernichtung im Detektor entstehenden Teilchen im Experiment L3 (Prinzipskizze). Im gezeigten Querschnitt befinden sich im Inneren die Spurkammern, gefolgt von dem elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter, und abschließend die Muonkammern. Der gesamte Detektor ist von einer großen magnetischen Spule umgeben.*

- Magnetspule ($\vec{B}$-Feld in Strahlrichtung zur Ladungs- und Impulsmessung)

Man verwendet ein Koordinatensystem, bei dem die $\hat{z}$-Achse der Elektron-Flugrichtung entspricht.

In Abb. 4 sind zwei typische Ereignisse der Elektron-Positron-Vernichtung auf der Z^0-Resonanz dargestellt. Das Z^0-Boson kann unter anderem in zwei Muonen ($e^+e^- \to Z^0 \to \mu^+\mu^-$, linkes Bild) oder in zwei Quarks, die aufgrund der starken Wechselwirkung zwei hadronische Jets im Endzustand ausbilden ($e^+e^- \to Z^0 \to q\bar{q} \to \mathrm{Jet}_1\,\mathrm{Jet}_2$, rechtes Bild), zerfallen. Im Falle des Ereignisses mit zwei Jets sieht man im Inneren (Spurkammer) die rekonstruierten Spuren der geladenen Teilchen. Weiter außen erkennt man getroffene Kristalle im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters. Die Länge der Balken ist dabei proportional zur in der jeweiligen Kalorimeterzelle deponierten Energie. Die Quadrate im Außenbereich entsprechen Treffern der im Jet vorhandenen Teilchen (Hadronen) im Hadronkalorimeter. Im Beispiel des Muon-Ereignisses sind zusätzlich die großen äußeren Myonkammern abgebildet, die zu deren Identifikation benötigt werden. Es gibt zwei Myonspuren, deren Krümmung im Magnetfeld (parallel zur Strahlachse) sehr klein ist und mit dem Auge nicht wahrgenommen werden kann. Entlang der Myonbahnen wird nur wenig Energie in beiden Kalorimetern deponiert. Mit dem L3-Experiment werden bestimmte Kollisionsereignisse aufgrund ihrer Topologie ausgelesen und auf Band aufgezeichnet. Außer den physikalisch relevanten Z^0-Zerfällen gehören dazu auch vielfältige Untergrundereignisse der Form ‘Strahl-Gas’, ‘Strahl-Strahlrohr’ und‘kosmisches Myon’.

2 Versuchsdurchführung

Der Versuch wird an einem PC der Arbeitsgruppe Experimentelle Elementarteilchenphysik unter dem Betriebssystem LINUX ausgeführt. Für das Praktikum existiert ein eigener Account mit dem Benutzernahmen *fprakt*, das Zugangspasswort wird vom Betreuer mitgeteilt.

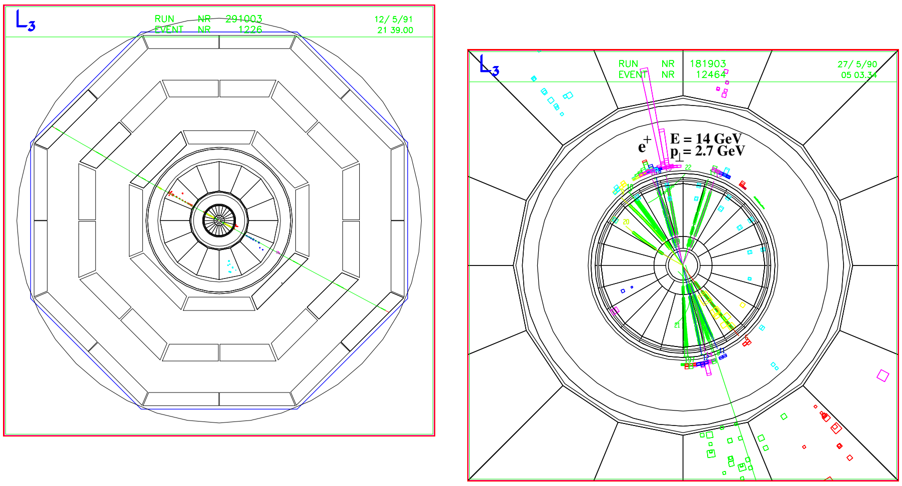

Abbildung 4: *Zerfall einer Z^0-Resonanz in e^+e^--Vernichtung in ein Muonpaar (links) bzw. in zwei hadronische Jets (rechts) im Experiment L3.*

2.1 Einrichten der Software

Zu Beginn melden Sie Sich als Benutzer `fprakt` auf dem Recher an. Erzeugen Sie zunächst ein Verzeichnis, in dem Sie arbeiten. Die Software ist als kompressiertes *tar-file* **z0.tgz** auf dem WEB abgelegt, und kann über die Home-Page des Versuches heruntergeladen werden. Die dazu notwendigen `LINUX`-Befehle sind wie folgt (und sollten in dieser Reihenfolge ausgeführt werden):

1. "[...] ~ % `cd jjjj`"; wobei jjjj = Jahreszahl

2. "[...] ~ % `mkdir jjjj.mm.dd`"; wobei jjjj = Jahreszahl, mm = Monat, dd = Tag

3. "[...] ~ % `cd jjjj.mm.dd`"; wechseln Sie in Ihr Verzeichnis

4. laden Sie dias Tarfile der Software vom WEB in Ihr Verzeichnis

5. "[...] ~ % `tar zxfv z0.tgz`"; Entpacken der Software

Wenn alles erfolgreich war, finden Sie die folgenden Dateien in Ihrem Verzeichnis:

- *hadrons.dat, muons.dat, 89gev.dat, 91gev.dat und 93gev.dat*: Daten-Files bei verschiedenen LEP-Schwerpunktsenergien, sowie Monte-Carlo-Files (Referenzfiles)

- *analyse.cpp, analyse.instal*: Quellcode des Analyseprogrammes und Makefile zum Erstellen des "Executabels"

- *bwigner.**: Programme für den Fit der Breitwiegner-Kurve

Der Quellcode in *analyse.cpp* ist kommentiert. Lesen Sie diese Kommentare genau durch, dabei wird beschrieben, wie Sie vorgehen müssen.

2.2 Technische Aspekte

Der Versuch wird im Raum 2.406 der Arbeitsgruppe Experimentelle Elementarteilchenphysik auf einem LINUX-PC durchgeführt und von Dr. M. zur Nedden (Tel: 78 16) betreut. Das Programm `analyse.cpp` erstellt Histogramme, die im Programm *root* dargestellt und ausgewertet werden. Um auf dieses bei CERN entwickelte Analysepaket zuzugreifen, müssen einige Voreinstellungen gesetzt werden (Shell-Variablen), was durch das Ausführen des Skriptes `root.install` geschieht. Das Analyse-Programm selbst wird mit `analyse.install` compiliert (in Maschinensprache übersetzt).

Pro Durchlauf liest das Program *analyse* eines der verfügbaren Datenfiles ein und füllt die gewünschten Histogramme aufgrund Ihrer im Programm festgelegten Selektionskriterien. Die Dateien mit den realen Daten (*89gev.dat*, *91gev.dat* und *93gev.dat*) enthalten jeweils etwa 10.000 Ereignisse. Darin sind die rekonstruierten Treffer in den Muonkammern, die Energie und Richtung der Treffer in den Kalorimetern, die Gesamtzahl der in einem Ereignis rekonstruierten Teilchen mit deren Ladungsvorzeichen und Massen enthalten. Zudem gibt es die beiden Monte-Carlo-Files (*hadrons.dat* und *muons.dat*) die mit Modell- und Simulationsrechnungen erzeugt wurden. Deren Winkel-, Energie- und Impulsverteilungen sind entsprechend den theoretischen Kenntnissen und dem Detektorverhalten gewählt. Im Idealfall beschreiben die Monte-Carlo-Verteilungen die Verteilungen der realen Daten exakt. Die Monte-Carlo-Daten beziehen sich allesammt auf eine Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 91.2$ GeV.

Mit dem Program `bwigner` wird der Fit an die Breit-Wiegner-Resonanzkurve der Wirkungsquerschnittmessung ausgeführt. Daraus erhält man die Werte für M_Z, Γ_Z und σ_0.

Die erstellten Histogramme können in *root* interaktiv am Bildschirm angesehen und verglichen werden. Einige wichtige Rootbefehle sind in Kap. 4.2 zusammengestellt. Bitte gewünschte Ergänzungen zu dieser Liste unbedingt an den Betreuer melden, Anregungen sind sehr willkommen! Das Programm wird durch den Aufruf [...] $\sim$ % `root` gestartet. Dann können entweder interaktive Befehle eingegeben werden, oder ein Skript mit Aufruf [...] $\sim$ % `.x plot.C` (hier beispielsweise *plot.C*) ausgeführt werden. Sehen Sie sich das Beispielskript an, damit wird ein Histogrammfile eingelesen und ein bestehendes Histogramm dargestellt und als jpg-File abgespeichert. Auch dieses Beispiel kann von Ihnen nach Bedarf angepasst werden.

3 Aufgabenstellung

Zunächst sollen die Wirkungsquerschnitte der Z^0-Produktion für die Hadronproduktion bei den drei Schwerpunktsenergien 89.48 GeV, 91.33 GeV und 93.02 GeV bestimmt werden. Dazu müssen in den entsprechenden Datensätzen die hadronischen Endzustände selektiert und gezählt werden. Durch Vergleich mit Gl. 4 erhält man aus einer Anpassungsrechnung (*Fit*) an den Verlauf des Wirkungsquerschnittes $\sigma(e^+e^- \to f\bar{f})$ als Funktion der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ die Z^0-Masse und die Z^0-Breite bzw. Z^0-Lebensdauer sowie den maximalen hadronischen Wirkungsquerschnitt σ_0^{Had}.

Dann sollen Myonereignisse selektiert werden und deren maximaler Produktionswirkungsquerschnitt σ_0^μ bestimmt werden.

Die partielle Breite

$$\Gamma_e = \Gamma_\mu = \Gamma_\tau \tag{9}$$

kann man entweder direkt aus dem Myonwirkungsquerschnitt mittels Gl. 5 bestimmen oder durch Kombination von Gl. 5 und Gl. 8 aus dem hadronischen Peak-Wirkungsquerschnitt. Unter Verwendung von Gl. 6 berechnet man daraus den elektroschwachen Mischungswinkel. Damit kann man die partiellen Breiten aller Fermionen nach Gl. 6 ausrechnen und der beispielsweise aus Gl. 8 bestimmte Wert für Γ_{Had} mit dem im Standardmodell berechneten Ausdruck für Γ_{Had}^{SM} verglichen werden, woraus man den Farbfaktor erhält.

3.1 Selektion von hadronischen Ereignissen

Stellen Sie Kriterien zur Unterscheidung hadronischer von anderen Z^0-Zerfällen und Untergrunderereignissen auf. Lassen Sie sich von der angegebenen Literatur inspirieren. Der Datensatz *hadrons.dat* zeigen Ihnen, wie Hadron-Ereignisse idealerweise aussehen (Monte-Carlo). Erstellen Sie Histogramme einiger charakteristischer Größen. Dabei sind zwei scheinbar widersprüchliche Ziele zu verfolgen, die einen Kompromiss erfordern: Man möchte möglichst viele 'gute' ($Z^0 \rightarrow \text{Hadronen}$) Ereignisse selektieren (hohe Effizienz), aber wenige schlechte (= alle anderen) Ereignisse (kleiner Untergrund).

Schreiben Sie ein entsprechendes Selektionsprogramm zur Trennung der hadronischen von den anderen Z^0-Zerfällen sowie von Untergrundereignissen. Modifizieren Sie dazu *analyse.cpp* so, dass sie für die L3-Datensätze die Zahl an Hadronereignissen N' bestimmen, die Ihre Kriterien erfüllen. Dann wenden Sie das gleiche Programm auf den MC-Datensatz an, und bestimmen die Effizienz

$$\epsilon = \frac{N'_{\text{MC}}}{N_{\text{MC}}} \tag{10}$$

für Ihre Selektionskriterien. Dabei ist N_{MC} die Gesamtzahl der Ereignisse im Monte-Carlo-File. Die für $91\ \text{GeV}$ bestimmte Effizienz gilt in guter Näherung auch bei Schwerpunktsenergien in der Nähe des Peaks, wenn man in den Selektionskriterien statt der absoluten Impulse und Energien diese auf die nominale Schwerpunktsenergie normiert.

Vergleichen Sie die Verteilungen einiger charakteristischer Variablen von Ereignissen, die die Selektionskriterien erfüllen, für L3-Daten und simulierte Daten: Erklären Sie auftretende systematische Diskrepanzen. Wie kann man diese eliminieren oder umgehen? Gibt es Hinweise für Untergrund im L3-Datensatz? Schätzen Sie die absolute Zahl der Untergrundereignisse N^{U} durch Vergleich der realen Verteilung mit der Monte-Carlo-Verteilung ab. Was muß dabei berücksichtigt werden? Ist der Untergrund vernachlässigbar und wie hängt er von der Wahl der Selektrionskriterien ab?

Die wahre Zahl der Hadronereignisse ergibt sich aus

$$N = \frac{N' - N^{\text{U}}}{\epsilon} \tag{11}$$

Um die systematischen Fehler abzuschätzen, variiert man die Selektionskriterien ('Schnitte') in vernünftigen Grenzen um den gewählten Wert des Schnittes. Dabei ändern sich N', N^{U} und ϵ, während N näherungsweise unverändert bleiben sollte. Diese Abschätzung des systematischen Fehlers ist sehr wichtig!

3.2 Bestimmung der hadronischen Wirkungsquerschnitte

Allgemein wird ein Wirkungsquerschnitt experimentell wie folgt bestimmt:

$$\sigma = \frac{N^{\text{obs.}}}{\mathcal{L} \cdot \epsilon \cdot \mathcal{A}} \tag{12}$$

Dabei ist $\mathcal{L}$ die über den Zeitraum der Datennahme integrierte Luminosität am Wechselwirkungspunkt von L3, ϵ die Effizienz und $\mathcal{A}$ die Akzeptanz der Detektoren und $N^{\text{obs.}}$ die Zahl der beobachteten Ereignisse. In unserem Falle berechnen wir die Effizienz und die Akzeptanz gemeinsam aus den Monte Carlo Daten so dass Gl. 12 wie folgt zu interpretieren ist:

$$\sigma = \frac{N' - N^{\text{U}}}{\mathcal{L} \cdot \epsilon} \tag{13}$$

Die Luminosität ist ein Maß für die insgesamt vom Beschleuniger gelieferten Ereignisse und entspricht somit der aufgezeichneten Datenmenge. Diese wird mit Hilfe der Bhabha-Streuereignisse $e^+e^- \to e^+e^-$ bei kleinen Streuwinkeln mit einer speziellen Detektorkomponente nahe des Strahlrohres gemessen. Dies kann hier nicht im Detail nachvollzogen und kann in der Literatur nachgelesen werden. Die den vorliegenden Daten entschprechende Luminosität beträgt:

$$\begin{aligned} 89.48 \text{ GeV}: &\quad 179.3 \text{ nb}^{-1} \\ 91.33 \text{ GeV}: &\quad 135.9 \text{ nb}^{-1} \\ 93.02 \text{ GeV}: &\quad 151.1 \text{ nb}^{-1} \end{aligned}$$

Die relative Unsicherheit beträgt etwa $1\ \%$. Da es sich praktisch um einen reinen QED-Prozess (Photon-Austausch) handelt, sind diese Zahlen unabhängig von den zu messenden Eigenschaftem des Z^0-Bosons und tragen zum systematischen Fehler bei.

3.3 Fit der Breit-Wigner-Resonanzkurve (Hadronen)

Die größte Korrektur zum Born-Wirkungsquerschnitt resultiert aus der Photon-Abstrahlung der Elektronen und Positronen im Anfangszustand. Der Wirkungsquerschnitt kann als Faltungsintegral geschrieben werden:

$$\sigma^{\text{corr}}(s) = \int_0^s \sigma(s') \cdot r(s, s') ds' \tag{14}$$

Dabei ist σ der Wirkungsquerschnitt in niedrigster Ordnung, wie er in der Nähe der Z^0-Resonanz durch Gl. 4 gegeben ist (Abb. 1). Die Funktion $r(s, s')$ gibt die Wahrscheinlichkeit an, dass ein Photon abgestrahlt wird und so die quadrierte Schwerpunktsenergie des e^+e^--Systems von s auf $s' < s$ reduziert wird. Diese Funktion hängt von der Feinstrukturkonstanten α und der Elektronmasse m_e ab. Der Effekt dieser Korrektur ist in Abb. 1 zu sehen. Er reduziert den Peak-Wirkungsquerschnitt um etwa $30\ \%$. Dies liegt daran, dass $\sigma(s')$ stark abfällt, wenn man sich vom Peak zu kleineren Werten von s' bewegt. Die Größe r kann nur näherungsweise berechnet werden. Entsprechende Formeln sind relativ kompliziert und sollen hier nicht angegeben werden. Das Programm *bwigner.ftn* beinhaltet den korrigierten Wirkungsquerschnitt (Gl. 14). Die berechneten Hadronwirkungsquerschnitte und Fehler können eingegeben werden. Das Programm bestimmt durch Minimierung einer χ^2-Funktion die Parameter $\sigma_0^{\text{Had}}[\text{nb}]$, $M_Z[\text{GeV}]$ und $\Gamma_Z[\text{GeV}]$ nebst Fehlern. Beachten Sie, dass σ_0 der BORN-Peak-Wirkungsquerschnitt ist. Der gefittete Wirkungsquerschnitt wird in Tabellenform ausgedruckt und auch zur Weiterverarbeitung mit PAW als Histogramm im File *bwigner.hbook* gespeichert. Fertigen Sie einen Graphen $\sigma^{\text{Had}}(\sqrt{s})$ mit den drei Messpunkten und der gefitteten Kurve an. Ist die Übereinstimmung gut? Kommentieren Sie Ihre Ergebinsse!

Schließlich werden vom Fitprogramm Konturen ausgedruckt, die die Korrelationen der Fitparameter veranschaulichen. Verstehen Sie diese Resultate? Können Sie erklären, wie eine Anpassungsrechnung funktioniert, und was die Bedeutung von χ^2 ist? Wie groß ist die Anzahl der Freiheitsgrade einer Anpassungsrechnung?

Berechnen Sie ferner aus Γ_Z auch τ_Z.

3.4 Selektion der Myon-Ereignisse

Gehen Sie vor wie im Abschnitt über die Selektion der Hadron-Ereignisse, aber selektieren Sie die Myon-Ereignisse. Lassen Sie Sich dabei wiederum von der in der angegebenen Literatur beschriebenen Analyse inspirieren. Überlegen Sie sich wiederum geeignete Selektrionskriterien, die für Myon-Ereignisse charakteristisch sind. Begründen Sie Ihre Wahl.

3.5 Bestimmung der myonischen Wirkungsquerschnitte

Bestimmen Sie die myonischen Wirkungsquerschnitte für die drei Schwerpunktsenergien. Da die Fehler hier deutlich größer sind als im Fall der Hadronen, ist es nicht sinnvoll, M_Z und Γ_Z aus den Myondaten zu bestimmen. Stattdessen benutzt man das Programm *bwigner.ftn* mit einer Option, bei der nur der Peak-Wirkungsquerschnitt σ_0^μ gefitted wird, aber M_Z und Γ_Z als feste Parameter mit in Abhscnitt 3.3 bestimmten Zahlenwerten als Konstanten eingehen. Auch hier ist das Resultat wieder der BORN-Wirkungsquerschnitt.

3.6 Bestimmung der partiellen Breite Γ_e und des elektroschwachen Mischungswinkels

Bestimmen Sie nun Γ_e auf zwei Arten:

1. Aus dem myonischen Peak-Wirkungsquerschnitt nach Gl. 5
2. Aus dem hadronischen Peak-Wirkungsquerschnitt nach Gl. 5 und der Nebenbedingung von Gl. 8. Berechnen Sie dazu Γ_{ν_e} unter der Verwendung von Gl. 6.

In beiden Fällen benötigt man auch die gemessenen Werte für M_Z und Γ_Z. Vergleichen Sie die Resultate. Welche Methode ist besser?

Benutzen Sie dann 6 zur Berechnung von $\sin^2\theta_\mathrm{W}$. Welches Problem tritt hier auf?

3.7 Bestimmung der hadronischen Partialbreite Γ_had und des Farbfaktors

Bestimmen Sie zunächst den experimentellen Wert Γ_Had. Der im Standardmodell erwartete Wert ist

$$\Gamma_\mathrm{Had}^\mathrm{SM} = N_C \cdot K_\mathrm{QCD} \cdot (2\Gamma_u + 3\Gamma_d) \tag{15}$$

Der Faktor $K_\mathrm{QCD} \approx 1 + \frac{\alpha_s}{\pi} \approx 1.04$ berücksichtigt, daß die Quarks Gluonen abstrahlen können (Prozesse höherer Ordnung!). Dabei ist $\alpha_s \approx 0.12$ die starke Kopplungskonstante. Die theoretischen partiellen Breiten können Sie mit dem Ergebnis in Abschnitt 3.6 berechnen. Durch Vergleich von Γ_Had und $\Gamma_\mathrm{Had}^\mathrm{SM}$ ergibt sich dann der Wert von N_C.

4 Hinweise zur Auswertung und zum Protokoll

Die durch Simulation erzeugten Ereignisse stellen keine exakte Beschreibung der Messdaten dar. Dies liegt unter anderem an der noch nicht perfekten Kalibration der Daten, an defekten Detektorkomponenten und an nicht exakt simulierten Untergrundreaktionen.

Geben Sie bei allen Zwischen- und Endergebnissen die statistischen Genauigkeit und eine Abschätzung der systematischen Unsicherheit getrennt an. Durch welchen Fehler wird die jeweilige Messung dominiert? Wie ist der statistische Fehler definiert? Bei der Fehlerfortpflanzung bitte sinnvolle Vereinfachungen und Näherungen vornehmen. Von vorneherein sollen nur die Eingangsgrößen Berücksichtigung finden, die dominante Beiträge zur Unsicherheit der Ausgangsvariablen liefern. Meist bietet sich numerisches Berechnen an nach

$$\Delta(f(x)) = \frac{1}{2} \cdot |f(x + \Delta x) - f(x - \Delta x)| \tag{16}$$

Korrelationen können in vielen Fällen vernachlässigt werden. Vergleichen Sie Ihre Ergebnisse mit veröffentlichten Resultaten. Ohne eine korrekte Abschätzung des statistischen sowie des systematischen Fehlers ist die Messung nicht aussagekräftig.

Schätzen Sie den Beitrag zur systematischen Unsicherheit, der aufgrund Ihrer Selektionsschnitte entsteht, dadurch ab, dass sie Ihre Schnittwerte um den von Ihnen gewählten Wert im sinnvollen Maße varieren, und mit den geänderten Schnittwerten den Wirkungsquerschnitt neu ausrechnen. Wenn Ihr Schnitt gut gewählt ist, sollte sich die Werte nur im Prozentbereich ändern. Dies ist eine wichtige Abschätzung. Berücksichtigen Sie auch die Unsicherheit der Luminositätsmessung. Zählt diese zum systematischen oder zum statistischen Fehler? Begründen Sie Ihre Antwort.

4.1 Protokoll

Fertigen Sie das Protokoll spätestens nach zwei Wochen nach Abschluss der Messungen an. Sie können es auch per email abgegen, dann aber **unbedingt als PDF-File** (und NICHT als Word-Datei)! Gehen Sie auf die folgenden Punkte im Protokoll ein:

- **Theoretischer Teil:** Begründen Sie kurz den zu erwartenden Verlauf der Z^0-Resonanzkurve und erläutern Sie die zu messenden Größen.
- **Experiment:** Erklären Sie sehr kurz den Aufbau des L3-Experimentes und beschreiben Sie den Aufbau und die Funktionsweise der für die Auswertung relevanten Detektoren.
- **Auswertung:** Erläutern Sie die von Ihnen gewählten Selektionskriterien und begründen Sie die Schnittwerte. Gibt es Korrelationen von Selektionsvariablen? Stellen Sie alle Variablen, auf die Sie schneiden dar, bei Bedarf auch in gegenseitiger Abhängigkeit (2-dimensionales Histogramm).
- **Fehlerabschätzung:** Schätzen Sie sowohl den systematischen als auch den statistischen Fehler ab. Erläutern Sie alle Quellen der systematischen Unsicherheiten. Ist Ihre Messungenauigkeit durch den statistischen oder systematischen Fehler dominiert?
- **Breit-Wiegner-Fit:** Stellen Sie alle Fitwerte (mit Fehlern!) dar. Handelt es sich um einen guten Fit? Wie kann man die Fitqualtität quantifizieren?
- Vergleichen Sie alle Ihre Resultate mit den Literaturwerten und begründen Sie Abweichungen. Die aktuelsten Werte finden Sie im Particel Data Booklet (`http://pdg.lbl.gov/`).

4.2 Root-Befehle

Im folgenden sind einige wichtige `root`-Befehle zusammengestellt. Die Liste ist **nicht vollständig**, bitte teilen Sie mir mit, was Ihrer Meinung noch mitaufgenommen werden sollte!

- Laden der Datei *bespiel.root*:
  `TFile *f1 = TFile::Open(‘‘beispiel.root’’)`
- Zeichnen des Histogramms *histo1*:
  `histo1->Draw()`
- Zeichnen eines 2D-Histogramms *histo2d*:
  `histo2d->Draw(‘‘BOX’’)` (die Fläche entspricht dann der Anzahl Ereignisse)
- Farbe einstellen für das Histogramm *histo1*:
  `histo1->SetLineColor(x)`, x=1:schwarz, 2=rot, 3=grün, 4=blau, 5=gelb, 6=lila
- Normieren des Histogramms *histo1* auf eine Ereigniszahl:
  `histo1->SetNormFactor(Ereigniszahl)`
- Integrieren über ein Histogramm:
  `histo1->Integral(Bin-Nr-Min,Bin-Nr-Max)`
- Abziehen des auf die Hälfte normierten Histogramms *histo2* von Histogramm *histo1*:
  `histo1->Add(histo2,-0.5)`
- Noch ein Histogramm in ein bestehendes darstellen:
  `histo2->Draw(‘‘same’’)`
- 2 Histogramme aus unterschiedlichen ROOT-Dateien bearbeiten:
  haben *histo1* aus *file1.root* und *histo2* aus *file2.root*:
  Lade Datei *file1.root*, gib *histo1* einen Variablennamen (z.B. *var1*): `myondiag=histo1;`
  Lade Datei *file2.root*, zeichne histo2: `histo2->Draw();`
  Zeichne *histo1* in das bestehende Histo: `var1->Draw(‘‘same’’)`

Ich wünsche Ihnen viel Erfolg und Freude bei diesem Praktikum!